

С 341.2
11-38
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

15 - 3797

А.А.Плеве

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ
СВОЙСТВ ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОМЕРА $^{242\text{mf}}\text{Am}$

Г - 055: физика атомного ядра и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1968

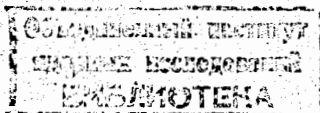
15 - 3797

А.А.Плеве

5367 69
СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ
СВОЙСТВ ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОМЕРА $^{242}\text{mf Am}$

Г - 055: физика атомного ядра и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук



В 1962 году было обнаружено спонтанное деление с аномально малым периодом полураспада - $0,014 \text{ сек}^{1,2/}$. Делящееся ядро идентифицировано как изомер $^{242\text{mf}}\text{Am}$ $/3,4/$. Позднее был обнаружен целый ряд подобных излучателей с периодами полураспада от 10^{-7} сек до нескольких минут.

Экспериментальные оценки времени жизни $^{242\text{mf}}\text{Am}$ относительно деления ($3,5 \cdot 10^2 \text{ сек} \geq T_{\text{mf}} \geq 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ сек}$) и испускания γ -квантов ($T_{\gamma} > 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ сек}$) невозможно совместить, оставаясь в рамках современных представлений о вероятности деления и ядерной изомерии.

Целью диссертационной работы явилось экспериментальное изучение свойств $^{242\text{mf}}\text{Am}$ и выяснение природы делящихся изомерных состояний. Диссертация состоит из шести глав, предисловия и заключения.

В главе первой дается обзор современных представлений о потенциальном барьере и каналах деления; рассматриваются особенности в сечениях околобарьерного деления, которые не укладываются в рамки каналовой теории О.Бора-Уилера, и трудности полуэмпирической теории периодов спонтанного деления.

Проведенный анализ приводит к выводу о том, что реальная зависимость делительной ширины от энергии возбуждения не является монотонной. Отмечаются последние работы, посвященные дальнейшему развитию представлений о структуре барьера и вероятности деления /5-8/.

Особый интерес в связи с темой диссертации представляют работы Струтинского /8,7/, который показал, что в тяжелых ядрах эффект оболочек может привести в некоторых случаях к появлению второго минимума в полной энергии деформации, наряду с минимумом основного состояния. Существование делящихся изомеров может быть связано с подобной структурой потенциального барьера.

Во второй главе рассматриваются методические вопросы. Так как единственным обнаруженным видом распада делящихся изомеров является спонтанное деление, то обычные методы определения характеристик состояния, основанные на непосредственном наблюдении излучения, в данном случае непригодны.

Характеристики изомерного состояния ^{242m}Am определялись косвенным путем - по свойствам ядерных реакций, приводящих к его образованию:

| | |
|--------------------------------------------|------------|
| $^{242}\text{Pu}(d, 2n)$ | /9/ |
| $^{242}\text{Pu}(p, n)$ | /10/ |
| $^{238}\text{U}(^{11}\text{B}, \alpha 3n)$ | /11,12,13/ |
| $^{248}\text{Am}(n, 2n)$ | /4,14/ |
| $^{241}\text{Am}(n, \gamma)$ | /15-18/ |

Реакции, вызываемые заряженными частицами, изучались методом ядер отдачи. Мишень облучалась пучком ускоренных ионов из циклотрона. Вылетевшие из мишени ядра-продукты попадали на движущийся коллектор и переносились к детекторам. Осколки деления изомера регистрировались с помощью ядерных фотоэмульсий, стекла и слюды. Метод отдачи позволил также измерить выходы основного состояния ^{242m}Am и определить изомерные отношения.

Особенностью метода отдачи в данном случае было то обстоятельство, что пробеги ядер отдачи весьма малы. Например, в реакции $^{242}\text{Pu} + d (E_d = 12 \text{ Мэв})$ пробег в веществе мишени (PuO_2) равен 12 мкг/см^2 . При длительных облучениях возникает опасность образования пленки углерода на поверхности мишени. Для предотвращения конденсации паров масла температура мишени во время облучений поддерживалась несколько большей, чем температура камеры реакций. Чистота поверхности (эффективность выбивания) периодически контролировалась по выходу ^{242g}Am при определенной энергии налетающих частиц.

Реакции, вызываемые нейтронами, изучались методом активации. В качестве источников нейтронной переменной энергии использовались ядерные реакции, вызываемые ускоренными частицами: $D(d, n)^3\text{He}$, $T(d, n)^4\text{He}$, $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$. В течение короткого времени, которое определяется периодом полураспада изомера, мишень облучалась нейтронами; затем осколки спонтанного деления регистрировались детекторами, движущимися перед мишенью.

Особенностью метода активации в данном случае была необходимость иметь импульсный поток нейтронов с глубокой модуляцией (отношение интенсивностей нейтронного потока в импульсе и в паузе не менее 10^7).

При работе на нейтронном генераторе модуляция осуществлялась подачей импульсного выталкивающего напряжения на анод ионного источника. Необходимая глубина модуляции была достигнута введением небольшого запирающего потенциала в промежутке между катодом источника и первым электродом ускорительной трубки.

Импульсная работа модулятора была синхронизована с движением детекторов при помощи фотоячейки.

При работе на циклотроне управляющий сигнал подавался на модулятор высокочастотного генератора.

Для осуществления реакции $D(d, n) {}^3\text{He}$ была сконструирована мишень, наполнявшаяся газообразным дейтерием; в реакции $T(d, n) {}^4\text{He}$ облучался тритий, адсорбированный в циркони; в реакции ${}^7\text{Li}(p, n) {}^7\text{Be}$ облучался металлический литий.

Нейтронные потоки в районе мишени (от 10^6 до $5 \cdot 10^9$ нейтр/сек.см²) измерялись активационным способом. Энергия нейтронов рассчитывалась по энергии заряженных частиц и известной кинематике реакций.

Минимальные величины сечений, доступные измерению, ограничивались фоном, связанным с делящимися примесями в материале детекторов (стекло, слюда), и спонтанным делением изотопов америция в мишени.

Глава третья посвящена определению спина.

Относительная вероятность образования изомера в реакции (изомерное отношение) зависит от характеристик изомерных состояний: спина, четности, энергии метастабильного уровня. Изучая изомерное отношение, можно делать заключения, в частности, о спине.

Если спины двух изомерных состояний существенно различаются, то изомерное отношение будет зависеть от спина составного ядра /19/. По характеру этой зависимости можно сделать приближенное заключение о величине спина изомера /13/.

Различные значения спина составного ядра достигались изменением энергии налетающих частиц и комбинации мишень-частица. В таблице приведены сечения образования ${}^{242m}\text{Am}$ и ${}^{242g}\text{Am}$ в изученных реакциях и изомерные отношения (\bar{J}_0 - среднее значение спина составного ядра).

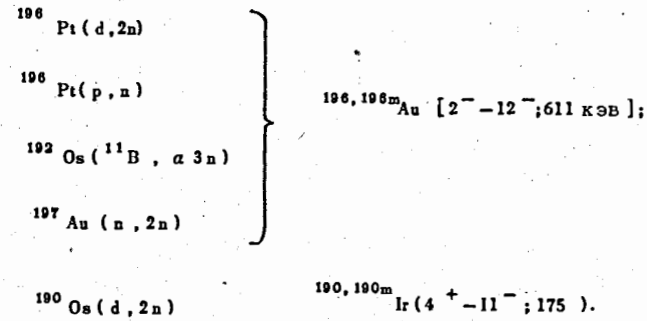
Таблица

| Реакция | Е частиц (мэв) | \bar{J}_0 (h) | σ_{mf} (см ²) | σ_g (см ²) | $\frac{\sigma_{mf}}{\sigma_g}$ |
|----------------------------------------|-------------------|--------------------|-------------------------------------|----------------------------------|--------------------------------|
| ²⁴¹ Am(n,γ) | тепл. | 2,5 | < 9·10 ⁻²⁸ | 0,67·10 ⁻²¹ | < 4,5·10 ⁻⁷ |
| | | 1,0 | 1,3·10 ⁻²⁹ | < 10 ⁻²⁵ x/ | > 1,3·10 ⁻⁴ |
| ²⁴⁹ Pu(p,n) | | 9,8 | - | - | (2,2±0,8)10 ⁻⁴ |
| | | 8,3 | 2,0 | 0,056·10 ⁻³⁰ | (2,0±0,6)10 ⁻⁴ |
| ²⁴⁹ Pu(d,2n) | | 9,6 | 2,6 | 0,83·10 ⁻³⁰ | (4,1±0,8)10 ⁻⁴ |
| | | 12,1 | 3,3 | 3,0·10 ⁻³⁰ | (4,0±0,8)10 ⁻⁴ |
| ²⁴⁸ Am(n,2n) | | 14,1 | 5,8 | 1,4·10 ⁻²⁸ | (4,0±1,2)10 ⁻⁴ |
| ²³⁸ U(¹¹ B,α3n) | | 60 | 15xx/ | 6,0·10 ⁻³² | (4,3±1,5)10 ⁻⁴ |

x/ Сечения рассчитаны по экспериментальным данным для близких реакций.

xx/ Эффективная величина может быть несколько меньше, т.к. реакция, возможно, идет не полностью через составное ядро.

Для сравнения были изучены /13/ аналогичные реакции, приводящие к образованию изомеров с известными значениями спина и энергии уровней



На рис. 1 показаны полученные изомерные отношения в зависимости от среднего значения спина составного ядра.

Изомерное отношение σ_m / σ_g для иридия и золота растет с увеличением \bar{J}_0 , что соответствует выводам статистической теории ядерных реакций /19/. В то же время относительная вероятность образования делящегося изомера ^{242m}Am в широком диапазоне не зависит от \bar{J}_0 . Это означает, что дисперсия начальных спинов составного ядра не меньше, чем разность спинов изомерной пары. Отсюда получена оценка спина изомера: $I_{mf} < 4h$.

Близкая оценка ($<5h$) получается и из сравнения с поведением

σ_m/σ_g для изомера ^{242m}Am (5^- ; 48,6 кэВ), которое увеличивается в 10 раз при переходе от тепловых нейтронов к ионам ^{11}B /12,20/.

Более жесткая, хотя и несколько завышенная, оценка получается по величине максимальных спинов, возможных в реакциях. В частности, сам факт образования изомера в реакции (n, γ) дает:

$$I_{mf} \leq 8h.$$

Сделанные выводы справедливы, если при γ -переходах, ведущих к изомерному состоянию, не действуют какие-либо неизвестные правила отбора, ослабляющие влияние спина составного ядра на изомерное отношение. В диссертации анализируются возможные факторы такого рода.

Глава четвертая посвящена определению энергии возбуждения делящегося изомера. Энергия была определена по порогу реакции $^{245}\text{Am}(n, 2n)^{242mf}\text{Am}$. Для измерения пороговой энергии ($E_{\text{порог}}$) изучалась 14 форма функции возбуждения (см. рис. 2).

Предполагалось, что как и при образовании ядер в основных состояниях, зависимость σ_{mf} от энергии можно описать испарительной моделью с постоянной температурой

$$\sigma_{mf} = 1 - \left(1 + \frac{E - E_{\text{порог}}}{T}\right) \exp\left(-\frac{E - E_{\text{порог}}}{T}\right).$$

При значении

$$E_{\text{порог}} = 9,2 \text{ МэВ (с.ц.м.)}$$

получается наилучшее согласие расчётной кривой с экспериментальными точками.

Порог реакции с образованием ^{242g}Am в основном состоянии равен 6,3 МэВ. Разность двух порогов $2,9 \pm 0,4$ МэВ можно рассматривать как энергию возбуждения изомерного состояния, если предполагать, что при распаде составного ядра изомерный уровень заселяется непосредственно в результате испускания нейтронов.

Можно было бы предположить, что изомерный уровень заселяется преимущественно γ -переходами из какого-либо промежуточного состояния. В этом случае измеренный порог соответствует энергии этого состояния, а изомерный уровень лежит ниже. Хотя такое предположение, строго говоря, нельзя исключить полностью, проведенный анализ показывает, что оно маловероятно при энергии возбуждения ≈ 3 МэВ, и, кроме того, противоречит данным о реакции $^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242mf}\text{Am}$ (см. дальше), значительно усложняя интерпретацию экспериментальных результатов. Поэтому делается вывод, что величина

$$E_{mf} = 2,9 \pm 0,4 \text{ МэВ}$$

представляет собой энергию возбуждения делящегося изомерного состояния $^{242mf}\text{Am}$.

Это качественно объясняет повышенную вероятность деления изомера. Расчёты, сделанные по формулам полуэмпирической

теории периодов спонтанного деления^{/21/}, показывают, что и при учёте энергии возбуждения вероятность деления остается по крайней мере в 10^7 раз больше ожидаемой.

Глава пятая посвящена изучению реакции $^{241}\text{Am}(\alpha, \gamma)^{242\text{mf}}\text{Am}$ и анализу ее функции возбуждения.

Результаты измерения спина и энергии изомерного состояния показывают, что время жизни по отношению к γ -распаду ($T_\gamma > 1,4 \cdot 10^{-2}$ сек) невозможно объяснить с помощью спиновых запретов. Единственной приемлемой гипотезой является предположение об изомерии формы, связанной со значительной разницей деформаций ядра в основном и метастабильном состояниях^{/15,22/}. Эта гипотеза получила поддержку в работах Струтинского^{/6,7/}, который рассчитал эффекты оболочек при деформации ядра и показал, что в тяжелых ядрах появляется второй минимум в полной энергии деформации (рис. 3). Возможно, что делящиеся метастабильные состояния возникают благодаря таким минимумам.

Для проверки этого предположения изучалось образование $^{242\text{mf}}\text{Am}$ в реакции $^{241}\text{Am}(\alpha, \gamma)$. Порог деления ^{242}Am (6,4 Мэв) превышает энергию связи нейтрона (5,5 Мэв). Если образование изомерного состояния связано с достижением больших деформаций, то, измеряя σ_{mf} как функцию энергии нейтронов, можно почувствовать структуру потенциального барьера.

В реакции с тепловыми нейтронами для сечения была полу-

чена лишь верхняя граница: $\sigma_{\text{mf}} \leq 3 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ ^{/15/}. Это соответствует величине изомерного отношения $\sigma_{\text{mf}}/\sigma_g \leq 4,5 \cdot 10^{-7}$ (ср. рис.1).

Образование делящегося изомера наблюдалось при увеличении энергии нейтронов до нескольких сотен кэв^{/16,17/}. Полученные результаты показаны на рис. 4.

Вид зависимости $\sigma_{\text{mf}}(E_n)$ показывает, что изомерное состояние заселяется γ -переходами с заметной вероятностью лишь при возбуждениях, превышающих 6 мэв, причем максимум сечения лежит вблизи порога деления ^{242}Am . Такая зависимость, в частности, спад с уменьшением E_n , не может быть объяснена конкуренцией со стороны других видов распада составного ядра.

Если привлечь гипотезу об изомерии формы и принять, что потенциальный барьер имеет вид, изображенный на рис. 3, то форму функции возбуждения можно объяснить следующим образом. Когда энергия возбуждения составного ядра меньше высоты потенциального барьера U_1 , вероятность образования изомера определяется проницаемостью, которая экспоненциально растет с увеличением энергии. Соответственно возрастают σ_{mf} и σ_g .

Когда проницаемость близка к единице, становится существенной конкуренция со стороны деления, неупругого рассеяния и радиационного захвата с образованием основного состояния. Поэтому σ_{mf} далее уменьшается с увеличением энергии.

На основе изложенных представлений о природе делящегося изомерного состояния ^{242m}Am и механизме его образования проведен полуэмпирический анализ полученной функции возбуждения ^{/18/}. Предполагалось, что: 1) зависимость потенциальной энергии ядра ^{242}Am от деформации имеет вид, изображенный на рис. 3; 2) делящееся изомерное состояние лежит на дне второй ямы; 3) образование изомерного состояния и деление составного ядра происходит в результате аналогичных коллективных движений, причем во второй яме также образуется составное ядро.

Следствием этих предположений является формула, использованная для расчёта σ_{mf} :

$$\sigma_{mf} = \sigma_f \frac{\Gamma_{ym}}{\Gamma_2}$$

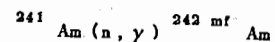
Здесь Γ_{ym} - радиационная ширина уровней во второй яме;

Γ_2 - ширина для перехода через второй барьер. Для σ_f были взяты экспериментальные значения. Γ_2 вычислялось по формуле Бора-Уилера ^{/23/}, причем высота второго барьера входила в вычисления как параметр.

Результаты расчёта показаны на рис. 5. Видно, что форма кривых и положение максимумов совпадают с экспериментальными. Радиационная ширина Γ_{ym} и, следовательно, абсолютная величина рассчитанных сечений остаются неизвестными, однако при любых допустимых значениях Γ_{ym} можно сделать вывод: $\Gamma_2 \gg \Gamma_1$. Это означает, что высота второго

барьера меньше, чем первого, и экспериментальное значение порога деления ^{242}Am относится к первому барьеру (6,4 мэв). Если принять, что по порядку величины Γ_{ym} совпадает с аналогичной величиной в первой яме (0,04 мэв), для высоты второго барьера получается оценка 5,5 - 6,0 мэв.

Таким образом, пользуясь гипотезой об изомерии формы, удается объяснить вид функции возбуждения реакции



и положение максимума.

В главе шестой вся совокупность экспериментальных данных, относящихся к делящемуся изомерному состоянию ^{242m}Am , анализируется в связи с гипотезой об изомерии формы. Результаты анализа сводятся к следующему:

1. Увеличенная вероятность спонтанного деления качественно объясняется повышенной проницаемостью барьера деления для высоколежащего метастабильного состояния. Однако даже с учётом этого фактора вероятность деления остается по крайней мере в 10^7 раз больше ожидаемой. Чтобы объяснить повышенную проницаемость, нужно предположить, что барьер необычайно тонок. Если существование делящихся изомеров связано со вторичными минимумами потенциальной энергии, то дополнительное увеличение проницаемости барьера может быть обусловлено большей деформацией изомерного состояния (по сравнению с основным).

2. Устойчивость по отношению к γ -переходам ($T_{\gamma} > 1,4 \cdot 10^{-2}$ сек) при энергии возбуждения 2,9 мэв не объясняется спиновыми запретами, так как спин изомера мал. Возможная причина - потенциальный барьер, разделяющий основное и метастабильное состояния.

3. Различие абсолютных величин сечений образования изомера в разных реакциях, по-видимому, слабо связано с особенностями изомерного состояния, так как относительная вероятность образования (изомерное отношение) практически не зависит от типа реакции.

4. Независимость изомерного отношения от углового момента составного ядра соответствует выводу о малой величине спина изомера.

5. Малая величина изомерного отношения ($\approx 10^{-4}$) не объясняется разностью спинов изомеров, но, возможно, обусловлена большим значением энергии возбуждения метастабильного состояния.

6. Форму функции возбуждения реакции $^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242\text{m}}\text{Am}$ можно объяснить, если считать, что потенциальная энергия деформации ядра ^{242}Am имеет вторичный минимум, и изомерное состояние лежит на дне второй ямы.

7. Форма энергетического спектра осколков деления ^{/24/} обычна для асимметричного деления тяжелых ядер при малых энергиях возбуждения.

8. Отсутствие при распаде изомера альфа-частиц с энергией ≈ 8 мэв ^{/25/} (энергия альфа-распада ^{242}Am плюс энергия

изомерного уровня) может быть связано с тем, что переходы в основное состояние ^{238}Pu запрещены вследствие большого различия в структуре обоих состояний.

Таким образом, гипотеза об изомерии формы не противоречит ни одному из экспериментальных результатов, помогая в то же время установить и понять связи между ними. Другие гипотезы носят более качественный характер и не столь универсальны в объяснении экспериментальных результатов ^{/26/}.

С другой стороны, существование в тяжелых ядрах вторичных минимумов потенциальной энергии, по-видимому, подтверждается результатами измерения подбарьерных сечений деления в резонансной области. При делении ^{240}Pu и ^{237}Pu нейтронами ^{/27/} наблюдается группировка делительных резонансов, имеющих аномально высокое значение делительной ширины. Такая картина может быть истолкована как проявление системы вибрационных уровней во второй, более мелкой потенциальной яме.

Поэтому гипотезу об изомерии формы следует считать наиболее вероятным объяснением природы делящихся изомеров.

З а к л ю ч е н и е

В работе:

1. Дан обзор особенностей спонтанного деления и сечений околосбарьерного деления, которые не могут быть объяснены теорией каналов О.Бора-Уилера. Их анализ приводит к выводу о немонотонной зависимости делительной ширины от энергии возбуждения.

2. Изучены реакции, приводящие к образованию делящегося изомера $^{242\text{mf}}\text{Am}$; получены функции возбуждения, измерены сечения реакций и изомерные отношения.

3. Определены характеристики делящегося изомерного состояния: период полураспада, энергия возбуждения; оценены величина спина и вероятность спонтанного деления.

4. Показано, что зависимость сечения реакции $^{241}\text{Am}(\alpha, \gamma)$ $^{242\text{mf}}\text{Am}$ от энергии не может быть объяснена конкуренцией со стороны других видов распада составного ядра, но получает естественное объяснение, если предположить, что основное и изомерное состояния разделены потенциальным барьером.

5. На основании анализа всей совокупности экспериментальных результатов, относящихся к $^{242\text{mf}}\text{Am}$, сделан вывод о том, что изомерия формы, обусловленная существованием вторичных минимумов в зависимости потенциальной энергии ядра от деформации, — наиболее вероятная причина существования делящихся изомеров.

6. Рассчитана форма функции возбуждения реакции $^{241}\text{Am}(\alpha, \gamma)$ $^{242\text{mf}}\text{Am}$ в предположении двугорбой формы барьера деления. Показано, что расчёт хорошо согласуется с экспериментом, если считать, что второй максимум $U(\beta)$ несколько ниже первого.

7. Качественно рассмотрено возможное влияние вторичного минимума $U(\beta)$ на вероятность деления ядра ^{242}Am и каналовые эффекты.

Диссертация написана по материалам опубликованных работ /4,9-11,13-18/, выполненных в ЛЯР ОИЯИ и Институте атомной

физики в Бухаресте в 1964-1967 г.г. Результаты отдельных работ докладывались на Симпозиуме МАГАТЭ по физике и химии деления (Зальцбург, 1965), на Международной конференции по физике тяжелых ионов (Дубна, 1966) и Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии (Рига, 1967).

Л и т е р а т у р а

1. С.М.Поликанов, В.А.Друин, В.А.Карнаухов, В.Л.Михеев, А.А.Плеве, Н.К.Скобелев, В.Г.Субботин, Г.М.Тар-Акопьян, В.А.Фомичев. ЖЭТФ, 42, 1464 (1962).
2. С.М.Поликанов, Ван Тун-сен, Х.Кекк, В.Л.Михеев, Ю.Ц.Оганесян, А.А.Плеве, Б.В.Фефилов. ЖЭТФ, 44, 804 (1963).
3. Г.Н.Флеров, С.М.Поликанов, К.А.Гаврилов, В.Л.Михеев, В.П.Перельгин, А.А.Плеве. ЖЭТФ, 45, 1986 (1963).
4. A.F.Linev, B.N.Markov, A.A.Pleve, S.M.Polikanov, Nucl. Phys., 63,173 (1965).
5. J.E.Lynn. Proceedings of IAEA cConf. on BNuclear Data for Reactors (Paris 1966), v.2, paper CN-23/122; Vienna 1967.
6. В.М.Струтинский. Препринт ИАЭ-1350, Москва, 1967.
7. В.М.Струтинский, Я Ф,З. 614 (1966).
8. C.Gustafson, I.L.Lamm, B.Nilsson, S.G.Nilsson, Arkiv för Fysik 36, 613 (1967).
9. G.N.Flerov, A.A.Pleve, S.M.Polikanov, E.Ivanov, N.Martalogu, D.Poenaru, N.Vilcov. Physics and Chemistry of Fission, v.1, p.307 IAEA, Vienna, 1965.
10. Г.Н.Флеров, Н.Марталогу, А.А.Плеве, С.М.Поликанов, Д.Поенару, Н.Вылков. Rev. Roum. de Phys., 12, 109 (1967).

11. G.N. Flerov, S.M. Polikanov, L.V.L. Mikheev, V.P. Perelygin, A.A. Pleve. Proceedings of 3-d Conf. on Reactions between Complex Nuclei, USA, Berkeley, Cal., 1963.
12. Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, С.М. Поликанов, Х. Юнгклауссен, Препринт ОИЯИ Р-2695, Дубна, 1966.
13. Г.Н. Флеров, Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, А.А. Плеве, С.М. Поликанов, Х. Юнгклауссен. ЯФ 6, 17 (1967).
14. G.N. Flerov, A.A. Pleve, S.M. Polikanov, S.P. Tretyakova, N. Martalogu, D. Poenary, M. Sezon, I. Vilcov, N. Vilcov. Nucl. Phys., A97, 444 (1967).
15. Б.Н. Марков, А.А. Плеве, С.М. Поликанов, Г.Н. Флеров. ЯФ 3, (1966).
16. G.N. Flerov, A.A. Pleve, S.M. Polikanov, S.P. Tretyakova, I. Boca, M. Sezon, I. Vilcov, N. Vilcov. V Nucl. Phys., A102, 443 (1967).
17. I. Boca, N. Martalogu, M. Sezon, I. Vilcov, N. Vilcov., G.N. Flerov, A.A. Pleve., S.M. Polikanov, S.P. Tretyakova., Preprint JINR E15-3537, Dubna, 1967.
18. Х. Юнгклауссен, А.А. Плеве. Препринт ОИЯИ Р15-3618, Дубна, 1967.
19. H.K. Vonach, R. Vandenbosh, I. R. Huizenga. Nucl. Phys., 60, 70 (1964).
20. М.А. Бак, А.С. Кривоухатский, К.А. Петржак, Ю.Г. Петров, Ю.Ф. Романов, Э.А. Шлямин. АЭ 23, 316 (1967).
21. V.E. Viola, B.D. Wilkins. Nucl. Phys., 82, 65 (1965).
22. Г.Н. Флеров, В.А. Друин. В книге "Структура сложных ядер", Атомиздат, Москва, 1966 г.
23. N. Bohr, J.A. Wheeler, Phys. Rev., 56, 426 (1939).
24. В.Н. Erkkila, R.B. Leachman, Nucl. Phys., A 108, 689 (1968).
25. R.B. Leachman, В.Н. Erkkila., Bull. Amer. Phys. Soc., II, 10, 1204 (1965).
26. С.М. Поликанов. Диссертация; ОИЯИ, Дубна, 1967.

27. D. Paya, H. Derrien, A. Fubini, A. Michaudon, P. Ribon., Suppl. to the Proc. of IAEA Conf. on Nuclear Data for Reactions (Paris 1966), paper CN-23/69, Vienna, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 апреля 1968 года.

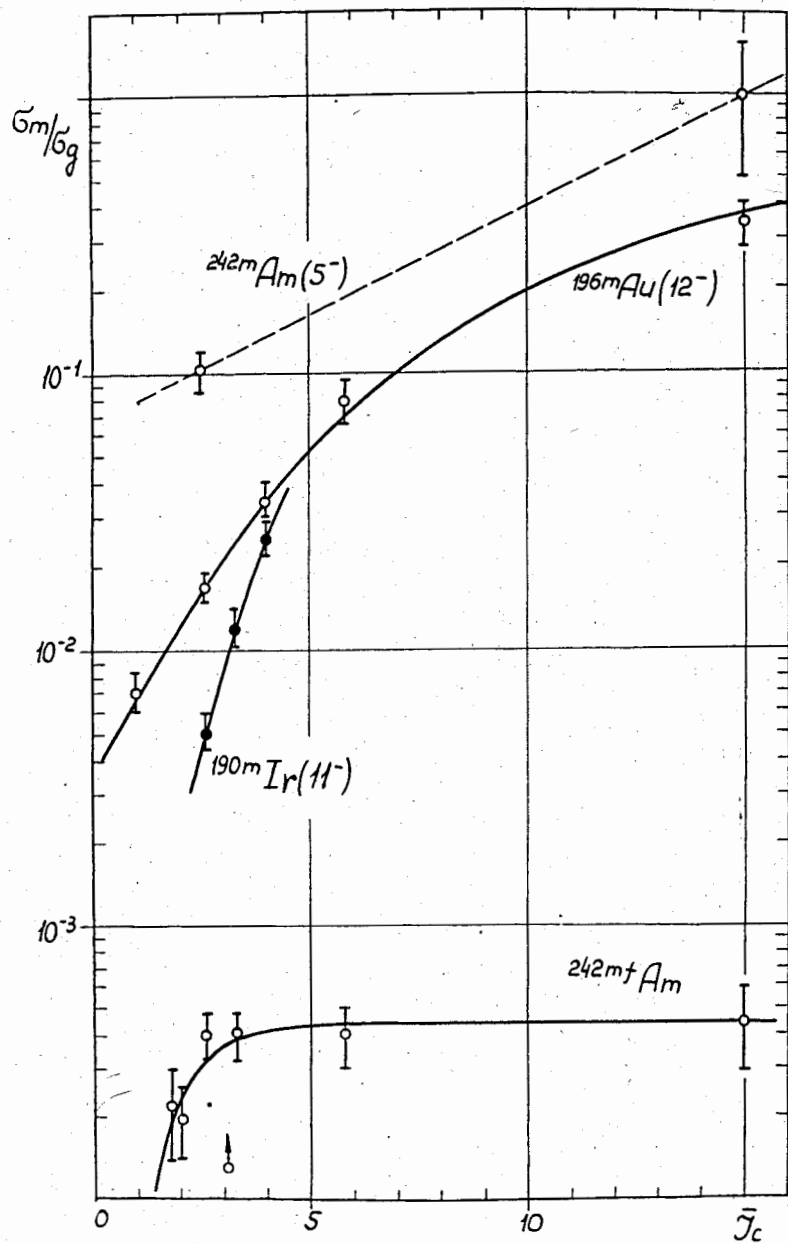


Рис. 1. Зависимость изомерных отношений от спина составного ядра.

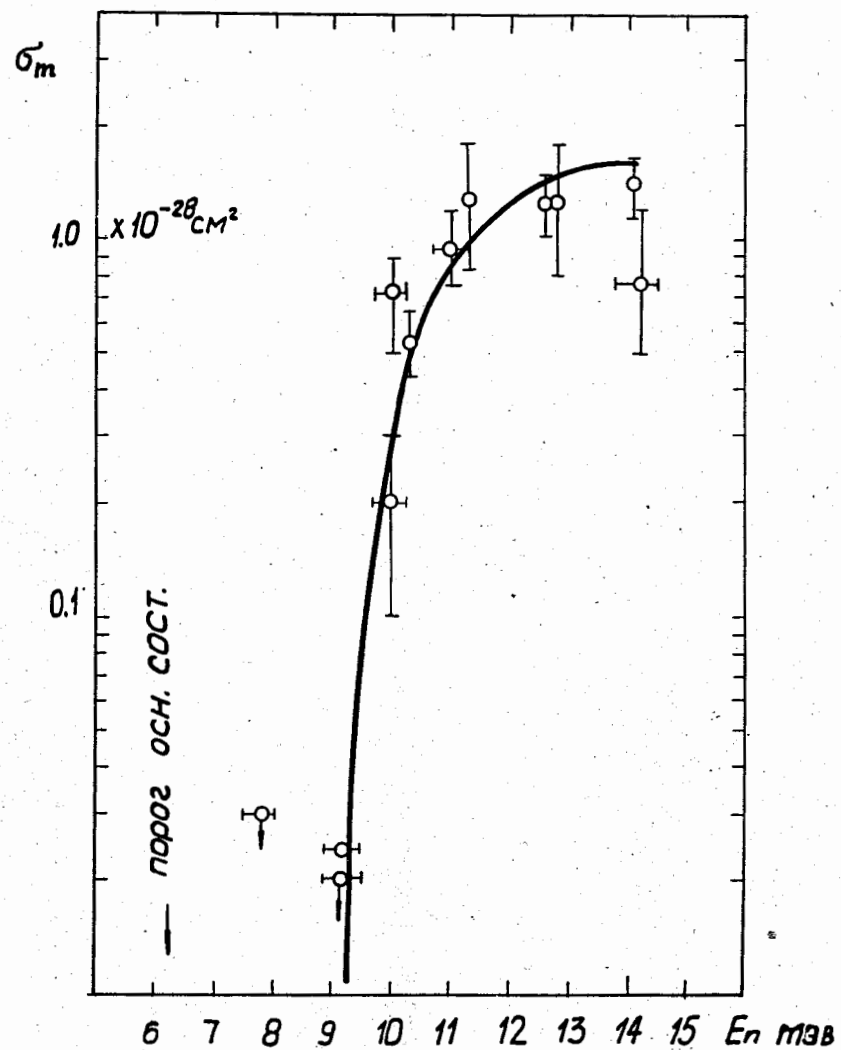


Рис. 2. Функция возбуждения реакции $^{243}\text{Am}(n, 2n)^{242\text{mf}}\text{Am}$.

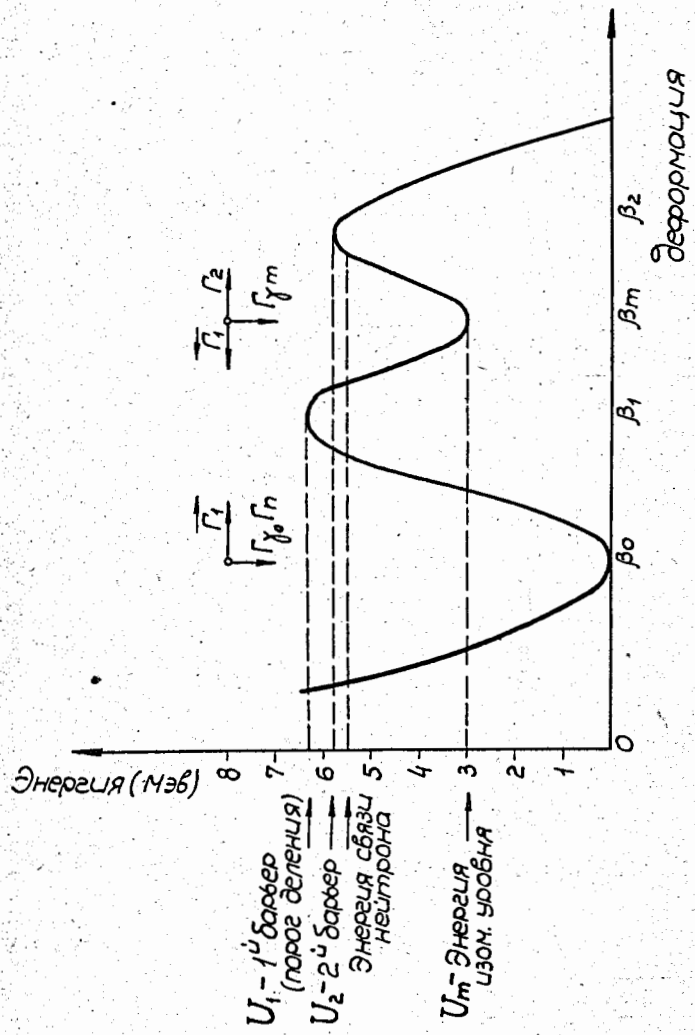


Рис. 3. Предполагаемая зависимость потенциальной энергии ядра ^{241}Am от параметра кварупольной деформации β . Показаны возможные виды распада возбужденных состояний в обеих потенциальных ямах.

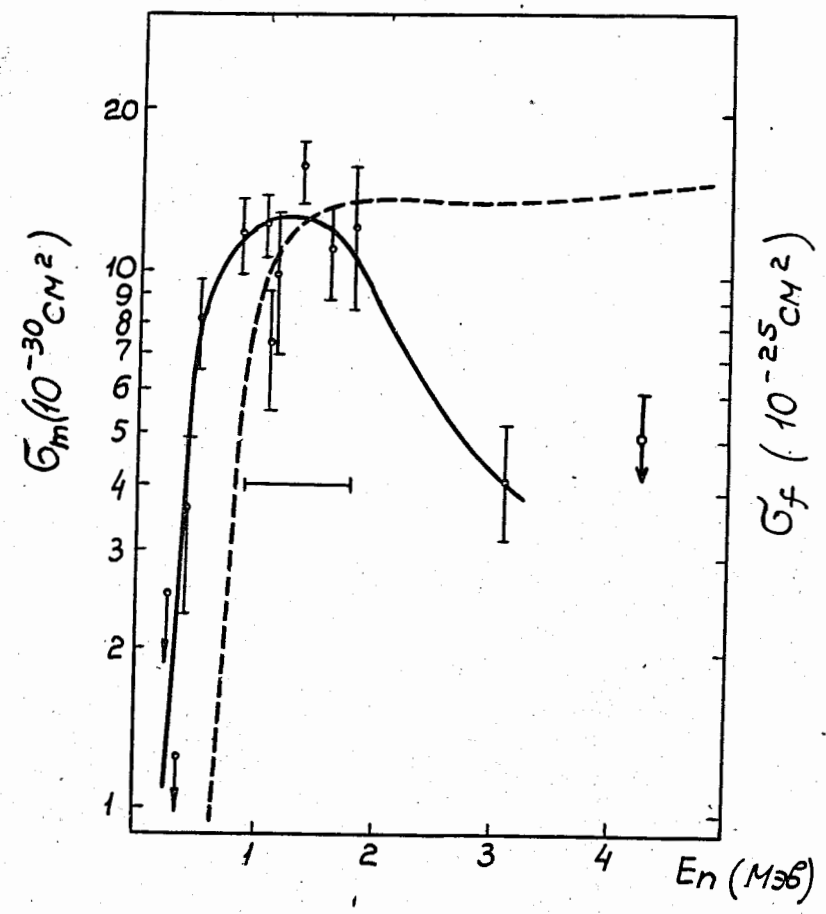


Рис. 4. Функция возбуждения реакции $^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242m}\text{Am}$. Пунктиром показано сечение деления ^{241}Am нейтронами.

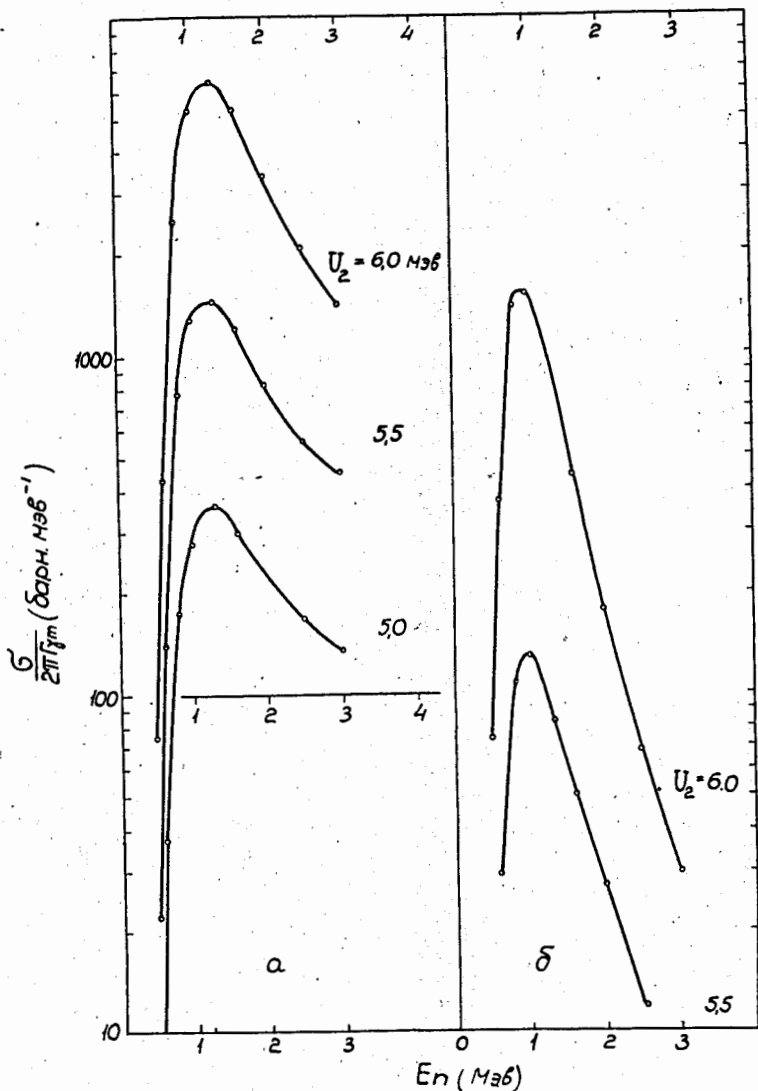


Рис. 5. Рассчитанная форма функции возбуждения реакции $^{241}\text{Am}(\alpha, \gamma)^{243\text{m}}\text{Am}$. а) Параметры плотности уровней, $a_m = a_2 = 25 \text{ Мэв}^{-1}$; б) $a_m = 25 \text{ мэв}^{-1}$ $a_2 = 40 \text{ Мэв}^{-1}$.